文章编号： 1007-4627(2024) 01-0001-08

探测器工作气体性质的激光与放射源实验研究

傅圣威[1,2]，龙金彪[1,2]，詹美强[3]，鲁辰桂[1,2]，郭宇飞[4]，杨竣杰[4]，张 哲[4]，余玉洪[1,2]，卢奋华[1,2]，刘拓琦[1,2]，李治垚[1,2]，徐颖锋[1,2]，孙志宇[1,2]，杨贺润[1,2]

(1. 中国科学院近代物理研究所，兰州 730000；
2. 中国科学院大学，核科学与技术学院, 北京 100049；
3. 四川大学，成都 610065；
4. 兰州大学，兰州 730000)

摘要：气体探测器中工作气体的平均电离能、法诺因子及漂移速度等性质对于探测器的前期模拟及参数设计乃至径迹重建有着重要影响。SeF_6 作为国内无中微子双贝塔衰变实验中的目标工作气体，相关参数未知需要探究。为研究该气体相关参数设计了一套测量方案, 并采用 Ar/CH_4=90/10(P10) 工作气体对该实验方案的测量精度和可靠性进行了检验。实验中通过屏栅电离室测量 α 源得出 P10 平均电离能为 27.10±0.04 eV、当能量分辨率达到 0.91% 时，刻度电子学后扣除噪声得到法诺因子为 0.175±0.001。同时采用266 nm 激光和时间投影室完成漂移速度的测量，其结果与 Garifield++ 模拟结果吻合。实验结果表明该测量方案可行，测量结果可靠性高。为后续开展 SeF_6 性质的研究工作做好了准备。

关键词：屏栅电离室；能量分辨率；平均电离能；法诺因子；时间投影室；漂移速度

中图分类号：O571.53 **文献标志码：**A **DOI：**10.11804/NuclPhysRev.31.01.01

引言

粒子物理标准模型是物理学乃至整个自然科学的重要基石，成功经历了半个多世纪的实验检验。在该模型中，中微子不存在质量，但中微子的振荡现象表明它有非零的质量，这是目前唯一有坚实实验证据超出标准模型的现象，因此中微子相关研究很可能是一个粒子物理新时代的突破口，而无中微子双贝塔衰变实验是观测中微子属性的理想实验[1]，具有重要的物理意义。

由于无中微子双 β 衰变的半衰期通常大于 10^{23} 年，建立大质量的探测器是十分必要的。同时为了有效地将反应事件从天然本底中区分出来，选择高衰变 Q 值的核素也是必要的。有鉴于此，中科院近代物理研究所与华中师范大学实验团队联合提出“No neutrino Double-beta-decay-Experiment(NvDEx)”实验[2]，并计划在锦屏地下实验室开展 ^{82}Se 的无中微子双 β 衰变实验。该实验计划以 10 个大气压 $^{82}SeF_6$ 气体为媒介，以顶层金属探测器读出的时间投影室 (Time Projection Chamber,TPC) 来研究 ^{82}Se 的无中微子双 β 衰变[3]。其优势在于气体探测器容易建造成大体积的探测器，同时利用 TPC 的 3 维径迹探测能力记录 ^{82}Se 衰变产生的 2 个相背发射的 β 粒子的径迹特征，以及在径迹上的能损特征。这些特征是粒子鉴别的主要参数。另外 ^{82}Se 衰变的 Q 值2.996 MeV，高于绝大多数天然放射性本底，在实验方案上具有一定的优势[4]。

然而，SeF_6 是一种剧毒的负电性气体，几乎不用做核辐射气体探测器的工作气体。与常规工作气体不同, 当其作为 TPC 的工作气体时，原初电离的工作气体很快被 SeF_6 分子吸附形成负离子。这些负离子的漂移速度以及 SeF_6 气体的平均电离能和法诺因子等参数是 TPC 前期模拟和设计的重要参数，同时负离子的漂移速度也是实验当中径迹重建的关键参数。然而目前多数气体性质研究都多为常规气体[5] [6] [7]，未见 SeF_6 相关参数的研究。有鉴于此，我们针对 SeF_6 气体开展离子漂移速度、平均电离能和法诺因子等参数的实验研究。

本论文围绕该实验研究所涉及的测量平均电离能和法诺因子的屏栅电离室以及测量电子离子漂移速度的小型时间投影室 TPC 的研制及探测器性能标定展开。为了验证方案的可行性，我们采用常规工作气体作为实验对象进行测量。核辐射气体探测器中通常以惰性气体和多原子分子气体的混合气体作为工作气体。其中，

收稿日期：2024-03-20； **修改日期：**2024-03-20
基金项目：国家重点研发计划 (2021YFA1601300,2022YFA1604703)；国家自然科学基金青年基金 (No.12105110)；中科院原创探索计划 (No.ZDBS-LY-SLH014)；中科院国际合作计划 (No.GJHZ2067)
作者简介：傅圣威（1998–），男，籍贯湖南省双峰县，核技术及应用；E-mail: fushengwei@impcas.ac.cn
通信作者：E-mail: luchengui@impcas.ac.cn

Ar/CH_4=90/10(P10) 是一种核辐射气体探测器常用的工作气体，其平均电离能、法诺因子和电子漂移速度已经被广泛研究和报道[8] [9] [10]，便于与实验结果进行对照。本文以 P10 为工作气体进行探测器的标定，并对探测器进行了优化，测量结果与已有的实验结果或理论模拟结果相吻合。为后续 SeF_6 气体相关参数的直接测量工作做好准备。

1 实验原理与设备

1.1 平均电离能及法诺因子

气体的平均电离能是指在单位电离事件中，将一个气体分子从中性态转变为正离子和电子所需要的平均能量。气体的平均电离能会受到温度及压力等因素的影响，在恒温恒压下平均电离能有以下的关系式[9]：

$$W_i = \frac{E}{\bar{n}} \tag{1}$$

其中 E 为入射粒子的电离能损，$\bar{n}$ 为气体分子电离出的平均电子离子对数量。式 (1) 表明我们需要在已知入射粒子电离能损的条件下，测量电离产生的电子离子对数目。在实验室中 α 放射源所放出的粒子能量是固定的，并且射程短，这为我们提供了已知的电离能量损失。同时在气体探测器中，屏栅电离室的信号幅度与粒子在其漂移区内电离出并被收集到电子的数目是成正比的，通过这一点我们能完成电子数目的测量，因此屏栅电离室测量法是一种测试工作气体平均电离能的有效方法。

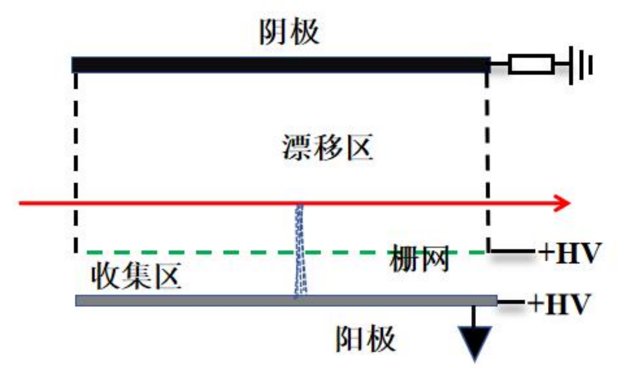


图 1 (在线彩图) 屏栅电离室原理图

法诺因子 (Fano factor) 是气体探测器中一个重要参数，用于描述能量沉积过程中的能量统计涨落，即原初电离的涨落。对于混合气体而言，通常 0.1 ⩽Fano⩽ 0.3[11]。法诺因子计算公式如下[12]：

$$Fano = \frac{\Delta E_i^{\,2}}{2.35^2 W_i E} \tag{2}$$

$$\Delta E_i = \sqrt{\Delta E_t^2 - \Delta E_n^2 - \Delta E_o^2} \tag{3}$$

式 (2) 中 ΔE_i 是探测器的本征半高宽分辨，W_i 是气体的平均电离能，E 是粒子的电离能损。W_i 和 E 根据平均电离能测量方案可以获得，而本征分辨则需通过式 (3) 计算。式中 ΔE_t 为探测器分辨的半高宽 FWHM。ΔE_n 为相同电子学下，用脉冲发生器模拟探测器的信号并送入电子学系统后得到的半高宽分辨，可视作为电子学带来的噪声。ΔE_o 是其余部分带来影响如上升时间效应等，但影响较小可以忽略，因此该测量方案需要得出探测器分辨以及同电子学下脉冲发生器分辨。由公式 (2) 和 (3) 可见其测量需要良好的能量分辨，而相较于正比计数器[13]和脉冲电离室测量法[14]，屏栅电离室不存在增益涨落带来的噪声并且其结构使本底噪声更低、能量分辨更优秀，因而该测量同样采用屏栅电离室完成。

1.2 漂移速度

漂移速度是指气体中电子或离子在电场作用下的运动速度，取决于气体的性质、电场强度以及温度等因素。漂移速度通过以下方案进行测量：

$$v = \frac{\Delta H}{\Delta t} = \frac{H_2 - H_1}{t_{H2} - t_{H1}} \tag{4}$$

其中为 ΔH 漂移距离差，Δt 为场笼不同入射位置的漂移时间差。ΔH 需要我们提供一个稳定的直线粒子事件来穿透场笼，保证两次入射径迹的平行性以防倾斜事件带来的影响。而紫外激光器配合 LX 轴光学精密平移滑台能够满足上述要求，将激光器固定在平移滑台上，调整滑台的螺旋器可使激光平行移动。探测靶室内场笼通过支撑架固定在靶室端盖，以保持场笼的稳定性。使激光垂直于场笼平面后将两者固定在光学平台上，调整滑台螺旋器即可开展测量实验。目前紫外激光器已被广泛运用于模拟气体探测器中的的带电粒子径迹[15] [16] [17] [18]，其可以产生稳定的直线径迹并且位置可调。该实验中我们采用长春光电所研制的266 nm 激光器，其平均功率为10 mW，根据激光频率单脉冲能量在 0.1~3 μJ。同时，对一个激光事件来说，以激光器信号产生时刻为时间零点 t_0，探测器信号产生时刻作为时间终点 t_H，不同入射位置间的漂移时间作差得到 Δt，由此可求出漂移速度[19]。

探测器选型方面则由于屏栅电离室需考虑电子透过率并且无增益，在低电场下由于吸附复合等效应的增加导致其信号相对较小难以测量，因而采用有信号增益的时间投影室。并且时间投影室与电离室一样制作工艺简单、漂移区电场均匀可控，其信号产生的时刻与粒子在场笼入射位置相关，适合进行漂移速度测量实验[20]。TPC 加激光的测量方案如图2所示，相较固定源与固定距离测量方案[10] [20] 而言，该组合可以灵活调整漂移距离范围以适配不同电子学量程，利于未知气体的测量。此外 SeF_6 作

为负电性气体，大量原初电离电子被气体分子吸附变成负离子进行漂移, 虽然负离子和电子存在差异, 但同样可以发生雪崩增益过程然后被收集产生信号[21][22][23]，因而该方法对于 SeF_6 同样适用。

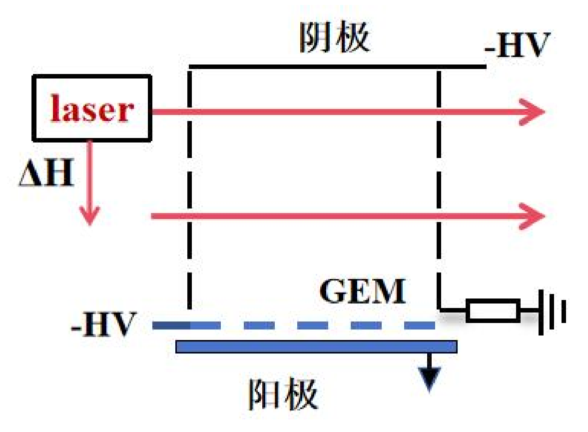


图 2　(在线彩图) 漂移速度测量示意图

1.3　探测器结构

1.3.1　屏栅电离室

屏栅电离室实物如图3所示：实验中屏栅电离室为

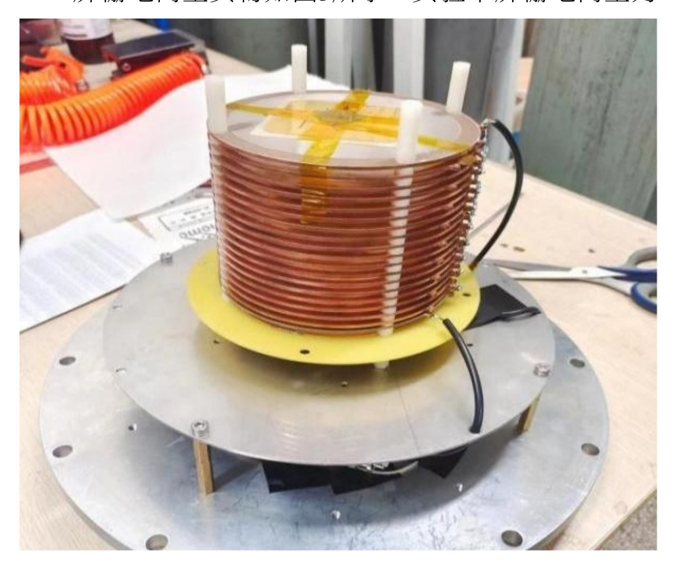


图 3　(在线彩图) 屏栅电离室

圆筒形，从上至下由阴极，场笼，栅极，阳极四个部分组成。阴极面是由丝网状电极构成，丝直径0.05 mm，环直径150 mm。场笼采用 17 个厚度2 mm 的铜环电极拼装组成，铜环间距4 mm，相邻铜环用10 MΩ 电阻分压均匀电场。场笼总高度114 mm，场笼顶部通过一级 RC 滤波电路接地。栅极由丝状电极构成，丝直径0.05 mm，相邻丝之间的距离0.5 mm，丝环厚度2 mm。阳极则是 PCB 铜电极构成，阳极与栅极之间的距离为6 mm。

1.3.2　时间投影室

时间投影室如图4所示, 其场笼由四块带狭缝的双面覆铜电极条 PCB 板拼接组成,场笼电极条宽为2 mm,条间为挖空的1 mm 狭缝为激光提供入射条件，条周期3 mm, 共 17 条。场笼总高51 mm，相邻条间焊接1 MΩ 电阻以均匀漂移电场。阴极面为平板电极，位于场笼顶端，倍增极采用三层 THGEM，相互间距2 mm，距离场笼底端3 mm，通过分压电阻串为三层 THGEM 加压。由于仅测量漂移速度, 读出极采用整块平板电极, 与 THGEM 间距2.5 mm。

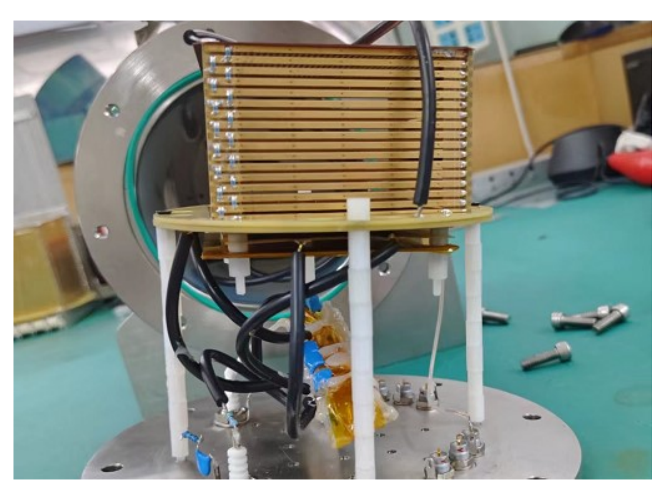


图 4　(在线彩图) 时间投影室

1.4　实验及电子学设置

测量平均电离和法诺因子前，为了计算粒子能量的沉积，将实验所用 α 源贴1 mm 厚、ϕ0.5 mm 准直孔光阑后固定于屏栅电离室网状阴极中心 (如图3所示)，根据 LISE++ 计算实验所用 α 源无法穿透光阑，仅能从准直孔中入射进探测器。对于漂移速度的测量，采用 266 nm 激光，并以激光信号作为数据采集的触发信号，同时将 TPC 的靶室两侧加工成石英玻璃窗提供入射条件。为了防止气体污染，将屏栅电离室及 TPC 分别置于高真空靶室中，控制气压略高于兰州常压 (840 mbar 左右) 以减少密闭靶室与外界的空气交换，减少漏气。全程采用闭气式进行实验测量，完成探测器装配后，使用抽气泵进行 2~3 次洗气后充气防止残存的空气杂质对测量结果的影响。

实验中通过 iseg Germany 高压控制系统给屏栅电离室及 TPC 加电。TPC 通过调整场笼的外接电阻串阻值以及场笼的电压来控制漂移区电场强度。屏栅电离室信号通过前置放大器 142PC 进行初步滤波放大，前放时间信号送入 CF8000 甄别器作恒比定时甄别后通过逻辑插件 CO4020 展宽成 DAQ 的 GATE 及 Trigger。能量信号则传入主放大器 572A 后送入模数转换器 ADC 中进行

测量。TPC 信号则是经 142B 前置放大器初步放大后过 474A 放大器，与激光给出的触发信号一同过 CF8000 甄别器，激光信号经过 CO4020 处理后同样提供 DAQ 的 GATE 及 Trigger，而 TPC 信号甄别后送入 TDC 采集。

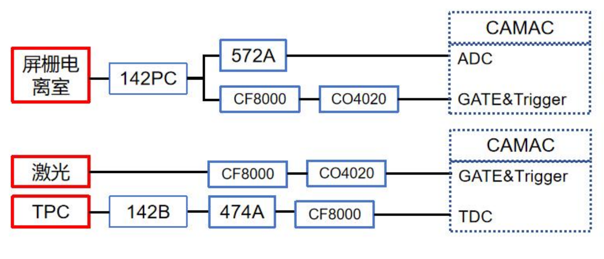


图 5 电子学设置

2 实验结果及数据分析

2.1 P10 平均电离能测量

如上文所述，采用 α 源提供入射粒子，此时计算平均电离能还需测量出原初电离产生的电子离子对数量。这需要我们先刻度出 ADC 道数与电子离子对数量的关系，再进行 P10 气体下屏栅电离室的 α 源能谱测量，该实验中我们采用硅探测器完成第一步。硅的平均电离能已知为3.6 eV[24]，把三组分 α 源 (^{239}Pu 5.16 MeV、^{241}Am 5.48 MeV、^{244}Cm 5.80 MeV) 贴至硅探测器表面同时置于真空靶室内以保证粒子能量在硅中的全沉积，由此根据公式 (1) 即可求出电子离子对数目完成刻度。硅探测器电压加至 25V，此时信号大小不再受电压影响，此时 572A 主放大器增益为 20× 挡。最终硅探测器测得的能谱图如6所示，ROOT 拟合各峰数据如表1所示:

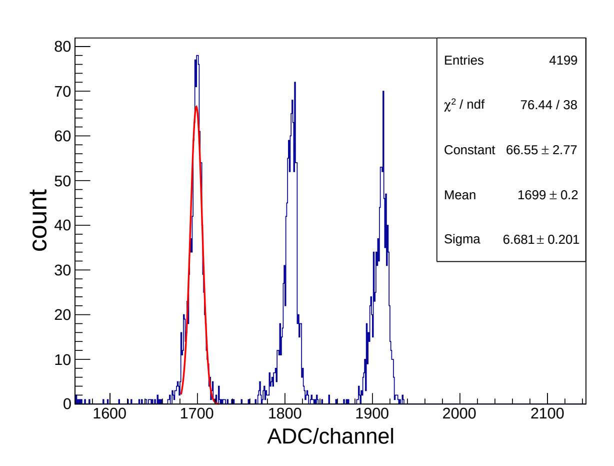


图 6 (在线彩图) 硅探测器三组分 α 源能谱

根据三个峰的 mean 值拟合出 ADC 道数与能量的关系式为:

$$channel = 329.69 \times E - 1.35 \tag{5}$$

表 1 硅探测器三组分 α 源能谱图数据表

E(MeV)	$mean$(channel)	σ(channel)
5.16	1699	6.68
5.48	1807	6.38
5.80	1910	7.33

其中 $channel$ 为 ADC 道数,E 为粒子电离能损根据式 (1) 也等于 $3.6\times10^{-6}\times n$ (MeV)，n 为电子数目。由此能量 E 和道数 $channel$ 的关系可以换算成道数 $channel$ 与电子数目 n 的关系:

$$n = \frac{channel + 1.35}{329.69 \times 3.6 \times 10^{-6}} \tag{6}$$

随后进行 P10 气体下屏栅电离室 α 源的能谱测量。由于屏栅电离室在当前电子学状态下信号小，将 572A 主放大器的增益调至 200× 档。但是电子学参数变化，需通过脉冲发生器测试电子学系统下 572A 不同增益间的线性关系，结果如表 2 所示:

表 2 572A 不同增益下 ADC 道数

增益	20×	50×	100×	200×
ch	135	322	634	1337

由表 2 可见 572A 不同增益下电子学具有良好的线性关系，由此得到 200× 增益下电子数目与 ADC 道数的换算关系:

$$n = \frac{channel/10 + 1.35}{329.69 \times 3.6 \times 10^{-6}} \tag{7}$$

将靶室洗气后充入 P10 气体按上文所述步骤进行 ^{241}Am α 放射源实验。因为存在1 mm 的准直孔光阑，α 粒子穿过光阑准直孔会损失能量，根据 LISE++ 计算为0.07 MeV，剩余5.41 MeVα 粒子的射程为为56.67 mm，而实验中探测器灵敏区范围大，在粒子入射方向有110 mm 的高度，并且垂直入射方向平面的有效半径为65 mm,保证了 α 粒子剩余能量的全部沉积。但屏栅电离室存在电子能否穿透栅网的问题，当其收集区与漂移区的电场比 E_t/E_d>2.5 时,栅网处的电子透过率几乎达到100%,比值越高透过率越接近 100%[25]。因此设置屏栅电离室阳极电压2 000 V，栅极电压1 300 V，阴极接地，此时 E_t/E_d 远大于 3。实验所得能谱图如下所示:

在该条件下测量得到 ^{241}Am α 源能谱的 mean 值为 2355。将该值代入 ADC 道数与电子数量的关系式 (7) 中计算得到电子离子对数量 n=1.996×10^5。再将电子数目 n 与对应的沉积能量5.41 MeV 一同代入关系式 (1) 中，则 P10 气体的平均电离能实验测量值为 27.10±0.04 eV，他人实验测量结果普遍在 26~28 eV 左右[26] [27] [14]，证明平均电离能的测量方案可行。

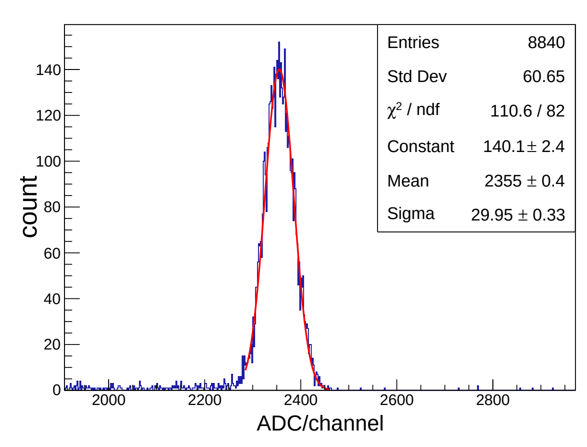


图 7　(在线彩图) 屏栅电离室 ^{241}Am α 源能谱

2.2　P10 气体法诺因子测量

根据上文中公式 (2) 和 (3), 法诺因子的计算需通过探测器分辨和电子学噪声分辨求出探测器的本征分辨。为降低噪声改善能量分辨，将阳极读出的前置放大器更换为噪声更小的 A250CF CoolFET, 同时栅极改换 142PC 滤波供电，受限于 A250CF CoolFET 的供压上限，调整探测器阳极电压为1 200 V, 栅极电压为800 V，在该条件下测量屏栅电离室的能量分辨。测量结果如图8所示：

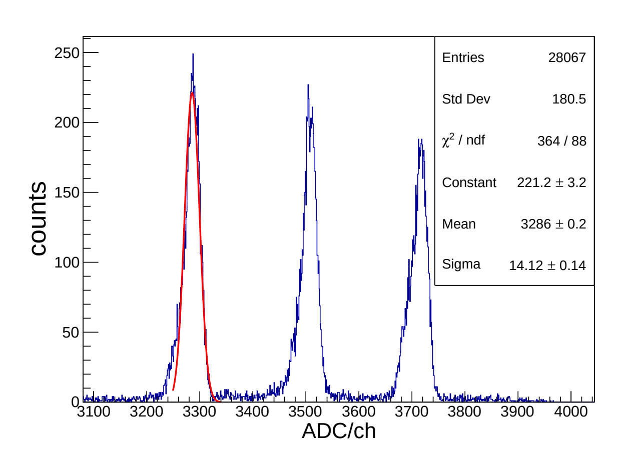


图 8　(在线彩图) 屏栅电离室三组分 α 源能谱

通过 ROOT 进行拟合计算得出三个峰的标准差 σ 和 mean 值，得到屏栅电离室的分辨如下表所示, 当前电子学状态下 ADC 的道宽为1.5 keV/channel,同样 LISE++ 计算得出三组分源在小孔光阑中损失能量分别为70 keV、67 keV、64 keV。实验数据如下：

随后将脉冲发生器的信号接入前置放大器的 Test 端，与探测器信号送入相同电子学后，根据 ADC 呈现的能谱调整脉冲发生器的信号大小，直至脉冲发生器信号与 α 源的峰位一致，如图9所示：

图9中第一个峰是三组分源中 ^{239}Pu 的信号和脉冲

表 3　三组分 α 源能谱图数据表

E(keV)	$mean$(ch)	σ(ch)	η
5090	3285	14.12	1.01%
5413	3506	14.14	0.95%
5736	3714	14.31	0.91%

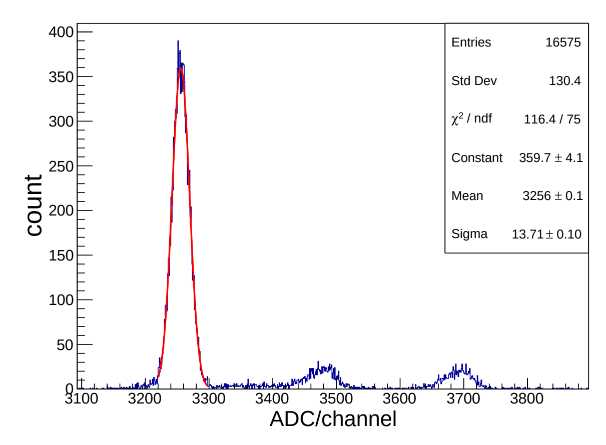


图 9　(在线彩图) 脉冲发生器模拟屏栅电离室 ^{239}Pu α 源信号

发生器信号叠加形成，根据拟合结果可得其标准差 σ 为 13.71，即电子学噪声的标准差 σ 为 13.71。由于放射源事件率相对于脉冲发生器极低，因而不考虑其对信号峰的贡献影响。由此得到了探测器以及电子学噪声的标准差 σ 分别为 14.12 和 13.71，计算得到对应的半高宽分辨 ΔE_t 和 ΔE_n，并代入式 (3) 中得到探测器本征分辨 ΔE_i = 11.91 keV，将实验得出的 ΔE_i 及 W_{P10} 代入式 (2) 中得出法诺因子为 0.175±0.001，与 Kase[12] 接近。此外存在法诺因子与平均电离能的经验式，对于混合气体该关系式如下[28]：

$$Fano = \frac{(0.188 \pm 0.006)W}{I} - (0.15 \pm 0.02) \qquad (8)$$

式中 W 为平均电离能, I 为气体的第一电离能。对于 P10 气体的 W 和 I，我们采用实验测量值 $W_{P10} = 27.10$ eV，并加权和求出第一电离能 $I_{P10} = 15.44$ eV，最终计算得出 P10 气体 Fano = 0.179±0.031，该实验测量结果与该经验公式计算结果吻合，表明该实验方案可行。

2.3　P10 气体漂移速度测量

实验前期利用 Garfield++ 完成了300 K,845 mbar 温度气压下 P10 气体漂移速度的模拟，用以验证实验结果正确性。实验中场笼和 THGEM 接负高压，通过更改与场笼串联的外接电阻串阻值和场笼电压来改变电场强度。光学移动平台通过螺旋测微器控制移动距离，测量长度可精确到0.01 mm，相较于 mm 量级的移动距离来说，其带来的误差可以忽略不计。激光器光斑的光强呈

高斯分布，光斑直径1 mm(6σ)，使激光穿透场笼，此时电子真实的漂移距离偏差为 $\pm\sigma$mm。激光对齐狭缝后，以激光信号作为触发信号获取 TPC 的时间信号后，移动激光至穿透下一个狭缝并再次获取 TPC 的时间信号，此时漂移距离差 ΔH 误差为 $\pm\sqrt{2}\sigma$mm，即 ±0.24 mm。下图10为60 V/cm 电场强度下的时间谱，图中两峰分别对应激光从场笼不同高度入射的时间信号峰。

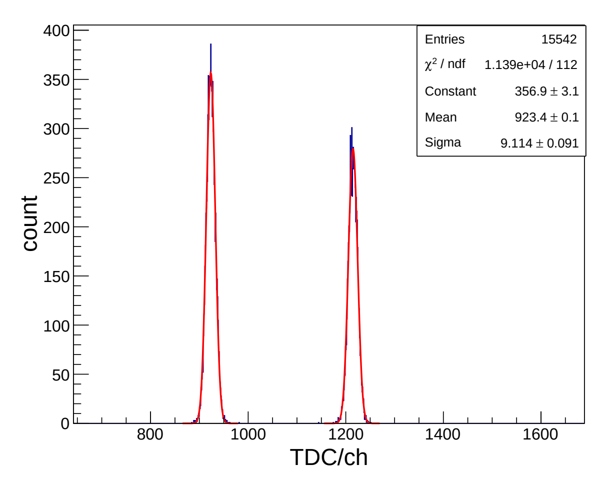


图 10 60 V/cm 电场强度下不同位置的激光时间信号谱

根据螺旋测微器变化可得出漂移高度差 ΔH=2.90±0.24 mm。通过拟合分别得到峰的 mean 值为 923.4 和 1215.1，对应时间分布的拟合误差为 0.1、0.1。而 TDC 的道宽通过刻度求出为0.2 ns/ch，得出漂移时间差为 Δt=58.34±0.14 ns，则代入 (4) 中计算漂移速度得到在60 V/cm 电场强度下，漂移速度 v=4.97±0.42 cm/μs。调节不同电场反复上述过程得到 0~700 V/cm 电场强度下的电子漂移速度如图11所示，与 Garfield++ 模拟结果吻合好，表明漂移速度测量方案可行。

3 总结

本文以 P10 气体为实验对象，验证了一套测量气体平均电离能、法诺因子及漂移速度性质的研究方案可行性，为下一步测量 SeF_6 气体作准备。该实验通过硅探测器刻度电子学后，利用屏栅电离室和三组分 α 源测量得到 P10 平均电离能为 27.10±0.04 eV，并测得屏栅电离室的能量分辨率达到了 1% 左右，最佳能量分辨率已经达到 0.91%。同时通过脉冲发生器模拟探测器信号，剔除了电子学噪声，得出了探测器本征分辨11.91 keV，并代入2求出 P10 气体法诺因子为 0.175±0.001，并采用平均电离能与法诺因子的关系式求得法诺因子为 0.179±0.031，两种方式所得值都是合适的结果。此外采用 TPC 和激光进行

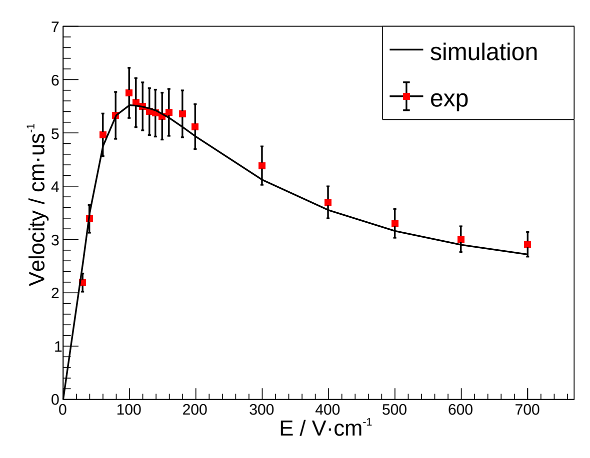


图 11 (在线彩图)300 K,845 mbar 下 P10 气体实验测量与 Garfield++ 模拟结果

了 P10 气体电子漂移速度的测量，该结果与 Garfield++ 模拟及他人的实验结果吻合较好。由此可见，此次 P10 气体测量实验验证了气体的平均电离能、法诺因子及漂移速度测量方案的可行性，并且可作为通用方案研究不同气体性能。待后续实验条件及设备完善时，将延续本文测量方案和探测器等相关设备，开展关于 $^{82}SeF_6$ 气体性质的测量工作。

参考文献

[1] ZUBER K. narosa Publishing House,, 2012. DOI: 10.1007/s12043-012-0387-1.

[2] CAO X G, CHANG Y L, CHEN K, et al. Nuclear Science and Techniques, 2024, 35(1): 3. DOI: https://doi.org/10.1007/s41365-023-01360-7.

[3] WANG Q, HUANG Z, HU P, et al. arXiv preprint arXiv:230712785, 2023. DOI: https://doi.org/10.48550/arXiv.2307.12785.

[4] HE R, NIU X Y, WANG Y, et al. Nuclear Science and Techniques, 2023, 34(12): 205. https://doi.org/10.1007/s41365-023-01359-0.

[5] VEENHOF R. Choosing a gas mixture for the alice tpc[Z]. 2013.

[6] BRESKIN A, BUZULUTSKOV A, CHECHIK R. Nuclear Inst & Methods in Physics Research A, 2002, 483(3): 670. DOI: https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01940-4.

[7] CORTEZ A, SANTOS M, VEENHOF R, et al. Nucl Instr and Meth A, 2019, 936: 451. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218316243. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.049.

[8] FOURKAL E, NAHUM A, MA C, et al. Average energy required to produce an ion pair, revisited[EB/OL]. 2017. DOI: 10.48550/arXiv.1703.10032.

[9] PANSKY A, BRESKIN A, CHECHIK R. Journal of Applied Physics, 1996, 79(12): 8892. DOI: 10.1063/1.362619.

[10] BORTNER T E, HURST G S, STONE W G. Review of Scientific Instruments, 1957. DOI: 10.1063/1.1715825.

[11] DO CARMO S J C, BORGES F I G M, VINAGRE F L R, et al. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2008, 55(5): 2637. DOI: 10.1109/TNS.2008.2003075.

[12] KASE M, KIKUCHI J, DOKE T. Nuclear Instruments & Methods, 1979, 163(1): 289. DOI: https://doi.org/10.1016/0029-554X(79)90067-3.
[13] HURST G S, ALLMAN S L, PAYNE M G, et al. Nuclear Instruments & Methods, 1978, 155(1-2): 203. DOI: https://doi.org/10.1016/0029-554X(78)90205-7.
[14] ALKHAZOV G D, KOMAR A P, VOROB'EV A A. Nuclear Instruments & Methods, 1967, 48(1): 1. DOI: https://doi.org/10.1016/0029-554X(67)90455-7.
[15] DARIUSZ, MISKOWIEC, PETER, et al. Nuclear instruments and methods in physics research, 2008, 593(3): 188. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.02.034.
[16] GUO J C, HARTJES F G, KONIJN J. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1982, 204(1): 77. DOI: https://doi.org/10.1016/0167-5087(82)90081-3.
[17] KONIJN J, HARTJES F. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, 1983, 217(1-2): 311. DOI: https://doi.org/10.1016/0167-5087(83)90155-2.
[18] Nucl Instr and Meth A, 1986, 252(2-3): 392. DOI: https://doi.org/10.1016/0168-9002(86)91211-8.
[19] ZHANG Z, WANG X, PU T, et al. Nucl Instr and Meth A, 2021, 1016: 165740. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165740.
[20] MARINHO P, GUEDES G, BARBOSA A, et al. Radiation Measurements, 2005, 39(5): 515. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1350448704001994. DOI: https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2004.08.004.
[21] VERHAART H F A. Avalanches in insulating gases[EB/OL]. 1982. DOI: 10.6100/IR11555.
[22] DION M, MARTOFF C, HOSACK M. Astroparticle Physics, 2010, 33(4): 216. DOI: https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2010.02.002.
[23] BOUCHELOUH N, FRECHETTE M F, KAMEL S, et al. Avalanche current measurements at high sf6 pressure[C/OL]//Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1996. IEEE 1996 Annual Report of the Conference on. 1996. DOI: 10.1109/CEIDP.1996.564547.
[24] MAZZIOTTA M N. Nuclear Inst & Methods in Physics Research A, 2008, 584(2-3): 436. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.10.043.
[25] LI M, YANG Y, MA P, et al. The European Physical Journal C, 2021, 81: 1. DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09879-y.
[26] REINKING G F, CHRISTOPHOROU L G, HUNTER S R. Journal of Applied Physics, 1986, 60(2): 499. DOI: https://doi.org/10.1063/1.337792.
[27] SRDOC D, OBELIC B, BRONIC I K. Journal of Physics B Atomic & Molecular Physics, 1987, 20(17): 4473. DOI: 10.1088/0022-3700/20/17/025.
[28] BRONIC I K. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 1992, 25(8): L215. DOI: 10.1088/0953-4075/25/8/004.

Experimental Study on the Laser and Radiation Source Detection of Working Gas Properties in Detectors

FU Shengwei[1, 2], Long Jinbiao[1, 2], Zhan Meiqiang[3], Lu Chengui[1, 2], Guo Yufei[4], Yang Junjie[4], Zhang Zhe[4], Yu Yuhong[1, 2], Lu Fenhua[1, 2], Liu Tuoqi[1, 2], Li Zhiyao[1, 2], Xu Yingfeng[1, 2], Sun Zhiyu[1, 2], Yang HeRun[1, 2]

(*1. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*
2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
3. Sichuan University, Chendu 610065, China;
4. Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: The properties of working gases in gas detectors,such as the average ionization energy,Fano factor,and drift velocity,have a significant impact on the preliminary simulation,parameter design,and trajectory reconstruction of the detectors.SeF_6,as the target working gas in domestic neutrinoless double beta decay experiments,has unknown parameters that need to be investigated.To study the relevant parameters of this gas,a measurement scheme was designed and the accuracy and reliability of the experimental plan were tested using Ar/CH_4=90/10(P10) as the working gas.In the experiment,the average ionization energy of P10 was measured using a grid ionization chamber with an α source,yielding a value of 27.10±0.04 eV,and the Fano factor was determined to be 0.175±0.001 when the energy resolution reached 0.91% after subtracting noise through calibration electronics.Additionally,the drift velocity was measured using a 266 nm laser and a time projection chamber,and the results were consistent with the Garfield++ simulation results.The experimental results indicate the feasibility of the measurement scheme and demonstrate high reliability of the measurement results.This provides a solid foundation for further research on the properties of SeF_6.

Key words: Grid ionization chamber; Energy resolution; Average ionization energy; Fano factor; Time projection chamber; Drift velocity;

Received date: 20 Mar. 2024; **Revised date:** 20 Mar. 2024

Foundation item: the National Key Research and Development Program of China(2021YFA1601300,2022YFA1604703);National Natural Science Foundation of China Youth Science Fund Project(No.12105110);From-0-to-10riginal Innovation Program of Chinese Academy of Sciences (No.ZDBS-LY-SLH014);International Partner Program of Chinese Academy of Sciences (No. GJHZ2067)

Corresponding author: Lu Chengui, E-mail: luchengui@impcas.ac.cn